

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В ГАЗЕ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

С. Н. Багаев, Е. В. Бахланов, В. П. Чеботаев

1. Основная информация о потенциале взаимодействия сталкивающихся частиц в газе получена при исследовании сечений упругого рассеяния атомных и молекулярных пучков. В этой работе впервые сообщается об измерениях сечений рассеяния методами лазерной спектроскопии высокого разрешения. Мы обращаем внимание на новые особенности в поведении лэмбовского провала в молекулярных газах низкого давления, нелинейную зависимость его ширины и сдвига от давления, отличие его ударного уширения от уширения доплеровского контура. Указанные особенности, связанные со спецификой рассеяния двухуровневых систем, позволяют выделить вклад углового рассеяния атомов, роль сбивающих фазу и тушащих столкновений в уширении линии.

2. При переходе к газам низкого давления не всегда можно отождествить ударную ширину линии спонтанного излучения и ширину лэмбовского провала. Ширина линии излучения при столкновениях определяется амплитудами рассеяния на обоих уровнях и найдена в [1, 2]. Для нахождения ширины лэмбовского провала необходимо решать кинетическое уравнение для матрицы плотности в поле стоячей волны. Газокинетический подход, развитый в [3], позволяет в этом уравнении выразить члены ухода и прихода через точные амплитуды рассеяния на уровнях m и n . При качественном рассмотрении, однако, можно воспользоваться тем, что ширина лэмбовского провала в газе по существу есть обратное время когерентного взаимодействия атома с полем. Влияние столкновений на форму лэмбовского провала будет существенно зависеть от специфики рассеяния двухуровневой системы. При этом характерны два качественно различных случая.

1) При столкновениях происходит полная потеря когерентности между уровнями m и n . В этом случае амплитуды рассеяния на обоих уровнях существенно различаются. Ширина линии излучающего атома равна [1, 2]

$$\gamma = Nv(\sigma_m + \sigma_n) + \gamma_0, \quad (1)$$

где σ_m и σ_n – полные сечения упругого рассеяния на уровнях m и n , v – средняя скорость атомов, N – плотность рассеивающих центров, γ_0 определяется неупругим рассеянием на уровнях m и n , а также шириной линии в отсутствие столкновений. Ширина лэмбовского провала в этом случае дается (1).

2) При рассеянии когерентность между уровнями сохраняется (сбоя фаз осциллятора не происходит). Амплитуды упругого рассеяния на уровнях m и n в этом случае одинаковы. Случай 2) принципиально отличается от 1), так как время когерентного взаимодействия атома с полем существенно зависит от соотношения между характерным углом $\bar{\theta}$,

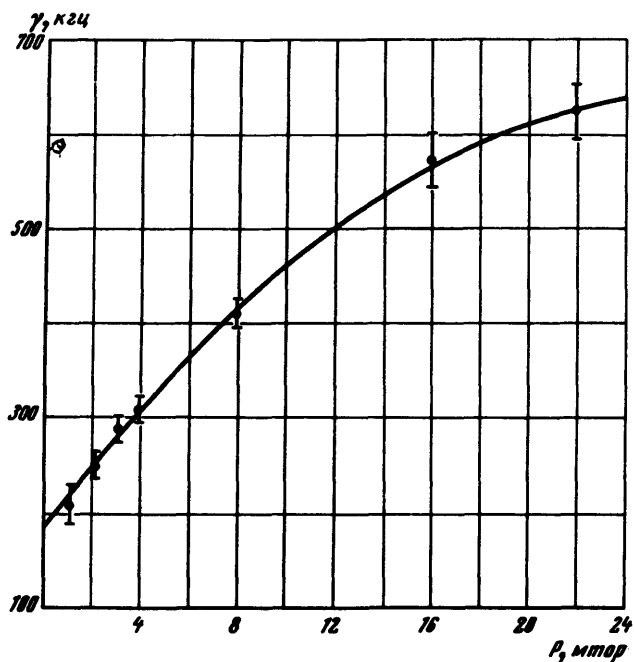
на который происходит рассеяние, и величиной γ/kv (kv – доплеровская ширина). Если $\bar{\theta} \gg \gamma/kv$, то при столкновении атом выходит из области взаимодействия и ширина лэмбовского провала есть

$$\gamma = 2Nv\sigma + \gamma_0. \quad (2)$$

Для $\bar{\theta} \sim \gamma/kv$ атомы, рассеянные на углы $\theta < \gamma/kv$, не выходят из области когерентного взаимодействия с полем, т. е. мы их не можем отличить от нерассеянных (сбоя фазы нет!). Исключая эти атомы, получим

$$\gamma = 2Nv \int_{\gamma/kv}^{\pi} d\theta \sin \theta 2\pi\sigma(\theta) + \gamma_0, \quad (3)$$

где $\sigma(\theta)$ дифференциальное сечение упругого рассеяния. Если пользоваться (3) для измерения σ , то мы имеем ситуацию, аналогичную той, которая возникает в экспериментах по рассеянию атомных пучков. Роль разрешающей способности прибора в нашем случае играет величину γ/kv .



Зависимость ширины лэмбовского провала в метане на $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ от давления

3. Исследовано ударное уширение лэмбовского провала в метане на $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ при давлениях $2 \cdot 10^{-2} + 2 \cdot 10^{-4} \text{ тор}$ (He – Ne-лазер с внутренней ячейкой поглощения CH_4). На рисунке представлена зависимость ширины лэмбовского провала $\gamma(P)$ от давления P , получен-

ная при обработке пика мощности генерации с учетом его уширения полем и нелинейного затягивания частоты генерации. В области низких давлений зависимость $\gamma(P)$ линейна с наклоном 30 ± 2 мГц/тор. Полученное значение согласуется с результатами в [4, 5]. При больших давлениях наклон кривой уменьшается, стремясь к значению 10 ± 5 мГц/тор.

4. Наблюдаемая зависимость $\gamma(P)$ соответствует анализу, проведенному в п. 2. Согласно [6] 90% молекул CH_4 рассеивается на углы $\theta \gg 10^{-2}$, поэтому в области $\gamma \sim 10^4 + 10^5$ мГц γ линейно зависит от давления. Уменьшение наклона кривой при больших P свидетельствует о том, что часть атомов начинает рассеиваться на углы $\theta \sim \gamma/kv$ без потери когерентности. Различие наклонов кривой при малых и больших давлениях говорит о большой роли упругого рассеяния без сбоя фазы. Это показывает, что амплитуды рассеяния на обоих уровнях приблизительно одинаковы. Дополнительным доказательством малой роли столкновений, сбивающих фазу, является различие в уширениях лэмбовского провала и доплеровского контура. По нашим измерениям и данным [7] уширение доплеровского контура равно $7,8 \pm 0,8$ мГц/тор и $7,4 \pm 0,4$ мГц/тор соответственно. Это уширение может быть обусловлено неупругим рассеянием, а также некоторым различием в амплитудах рассеяния¹⁾. Малый сдвиг линии Λ [4] в некоторой степени подтверждает вывод о малой роли сбоя фазы. Сумма полных сечений рассеяния на двух уровнях равна $(10 \pm 0,3) \cdot 10^{-14}$ см². Определение сечений рассеяния на каждом уровне с такой же точностью требует выяснения механизма, ответственного за уширение дисперсионной части доплеровского контура. Поскольку этот механизм нельзя считать точно установленным, точность измерений сечений рассеяния на каждом уровне, в соответствии с приведенным выше соображением, будет определяться отношением ударного уширения лэмбовского провала и доплеровского контура. Полное сечение рассеяния и сечение упругого рассеяния на каждом уровне равны $\sigma = (5 \pm 1,2) \cdot 10^{-14}$ см². Перегиб кривой $\gamma(P)$ происходит при $\gamma = 500$ мГц, что соответствует характерному углу рассеяния $\bar{\theta} \approx 0,5 \cdot 10^{-2}$ рад. Если предположить, что взаимодействие определяется законом ϵ/r^6 , то можно показать, что полное сечение связано с транспортным соотношением $\sigma_{tr} \approx \sigma \sqrt[3]{\bar{\theta}}$. Вычисление дает $\sigma_{tr} \approx 8 \cdot 10^{-15}$ см². Эта оценка согласуется с принятым газокинетическим сечением метана [8].

5. В соответствии с приведенным анализом следует ожидать особенностей в поведении сдвига лэмбовского провала при низких давлениях, очень важных для создания оптических стандартов с высоким значением воспроизводимости частот. В области малых давлений, когда $kv\bar{\theta} \gg \gamma$, атом после столкновения независимо от того, происходит

¹⁾ Как следует из сравнения результатов работ [3] и [9], столкновения со сбоем фазы приводят к одинаковому уширению доплеровского контура и лэмбовского провала. Упругое рассеяние без сбоя фазы ведет к сужению доплеровского контура, которое определяется транспортным сечением σ_{tr} .

сбой фазы или нет, выходит из области взаимодействия, а, следовательно, вклад в сдвиг Δ_L лэмбовского провала не дает. Лишь малое количество атомов, рассеянных в область углов γ/kv , дадут сдвиг Δ_L . Учитывая, что $\gamma \sim N\nu\sigma$, следует ожидать, что $\Delta_L \sim (N\nu\sigma/kv\bar{\theta})\Delta$. Так как Δ линейно зависит от давления, то Δ_L зависит от плотности квадратично. Для метана $d\Delta/dP \sim 100$ кГц/тор, при $\gamma \sim 10^4$ кГц ($kv\bar{\theta} \sim 10^6$ кГц), $\Delta_L \approx 1$ кГц, что обеспечивает воспроизводимость частоты по давлению лучше 10^{-13} . С ростом давления зависимость $\Delta_L(P)$ стремится к линейной, а при $\gamma \gg kv\bar{\theta}$ $\Delta_L \leq \Delta$. Таким образом, по различию в сдвигах лэмбовского провала и центра линии можно измерять характеристики дифференциального сечения упругого рассеяния, в частности $\bar{\theta}$.

Мы благодарим В.А.Алексееву за обсуждение и интерес к работе, а также А.К.Дмитриеву за помощь в проведении эксперимента.

Сибирский
государственный
институт метрологии

Институт полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
23 мая 1972 г.

Литература

- [1] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, 1963 г.
- [3] P.R.Berman, W.E.Lamb, Jr. 2С, 2435, 1970.
- [3] В.А.Алексеев, Т.Л.Андреев, И.И.Собельман. ЖЭТФ, 62, 614, 1972.
- [4] R.L.Barger, J.L.Hall. Phys. Rev. Lett., 22, 4, 1969.
- [5] A.C.Luntz, R.B.Brewer, A.L.Foster, J.D.Swallen. Phys. Rev. Lett., 23, 952, 1969.
- [6] Т.Месси, Е.Бархоп. Электронные и ионные столкновения, ИИЛ, Москва, 1958.
- [7] E.J.Gerritsen, M.E.Heller. Appl. Opt. Suppl., 2, 73, 1965.
- [8] Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах, М., изд. Мир, 1967.
- [9] С.Г.Раутиан. Труды ФИАН, 43, 1968.